



Analyse de spectres d'énergie β + Méthode et applications à la détermination d'énergie totale de transition β pour des noyaux identifiés par la technique de temps de vol dans la région N Z 40

S. Della Negra, D. Jacquet, Y. Le Beyec

► **To cite this version:**

S. Della Negra, D. Jacquet, Y. Le Beyec. Analyse de spectres d'énergie β + Méthode et applications à la détermination d'énergie totale de transition β pour des noyaux identifiés par la technique de temps de vol dans la région N Z 40. *Revue de Physique Appliquée*, 1981, 16 (11), pp.633-646. 10.1051/rphysap:019810016011063300 . jpa-00244956

HAL Id: jpa-00244956

<https://hal.science/jpa-00244956>

Submitted on 1 Jan 1981

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
23.40

Analyse de spectres d'énergie β^+ Méthode et applications à la détermination d'énergie totale de transition β pour des noyaux identifiés par la technique de temps de vol dans la région $N \simeq Z \simeq 40$

S. Della Negra, D. Jacquet et Y. Le Beyec

Laboratoire de Chimie Nucléaire, Institut de Physique Nucléaire, B.P. N° 1, F 91406, Orsay Cedex, France

(Reçu le 5 février 1981, révisé le 23 juillet 1981, accepté le 31 juillet 1981)

Résumé. — Une méthode par analyse de forme de spectres de positon a été développée à Orsay pour déterminer l'énergie totale des transitions β^+ . Une précision inférieure à 100 keV peut être atteinte par cette méthode qui est applicable à des spectres de faibles activités. Les spectres de référence et les spectres de Q_β inconnus sont mesurés simultanément dans les mêmes conditions. Nous avons appliqué cette méthode de détermination de Q_β à quelques isotopes produits au cours des réactions $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$.

Abstract. — The shape fitting method for the determination of end point energy of positron spectra has been developed. A precision of ± 100 keV is generally obtained and the method can be used for spectra with low statistics. Standard spectra are recorded simultaneously and under the same experimental condition with the unknown coincidence spectra (Q_β -mass) and (Q_β - γ). Q_β values have been measured for many isotopes produced in the reactions $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ and $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$.

Introduction. — La technique d'identification de masse par temps de vol, associée à la collection par *Jet d'Hélium* a été utilisée avec succès dans la recherche et l'identification de nouveaux isotopes dans la zone de masse comprise entre 79 et 94, et de numéro atomique compris entre 37 et 44 [1, 2, 3]. Les résultats obtenus concernaient l'identification en masse des isotopes, la mesure de leur période radioactive et la détermination de quelques gamma caractéristiques.

Récemment, a été entreprise la mesure de l'énergie de désintégration β^+ de ces isotopes, c'est-à-dire leur Q_β ($Q_{\text{EC}} = Q_{\beta^+} + 1,022$ MeV). Cette donnée difficile à obtenir est très importante car elle permet par sa comparaison avec les calculs théoriques de mieux appréhender les différents facteurs régissant la stabilité β des noyaux. Elle peut même, près des couches *demi fermées* en neutrons ou protons comme c'est le cas ici, apporter des renseignements concernant la déformation nucléaire, si elle existe. De plus, dans la zone étudiée, un certain nombre d'isotopes aboutissent par filiation radioactive à des éléments stables ou de masses connues, ce qui permet d'atteindre les défauts de masse ($A-M$) des noyaux parents. Ceci constitue un test contraignant pour les prédictions des calculs théoriques ou semi-empiriques.

Après un bref rappel de la technique expérimentale,

nous allons présenter une méthode de détermination du Q_β différente de l'habituelle *droite de Kurie*. Cette méthode est basée sur l'analyse de la forme des spectres d'énergie bêta à partir d'un spectre de référence. Nous verrons son application à des spectres d'étalonnage connus ^{90}Y , ^{106}Rh , ^{144}Pr et enfin aux spectres de différents isotopes produits au cours des réactions $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$, $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$.

1. Technique expérimentale. Moyens d'investigation.

— Les noyaux radioactifs étudiés proviennent de la désexcitation de noyaux composés tels que le $^{86}\text{Mo}^*$ formé par la réaction nucléaire entre un faisceau de ^{32}S délivré par l'accélérateur ALICE d'Orsay et une cible de ^{54}Fe (l'énergie de bombardement est de 123 MeV). Ces produits de désexcitation sont transportés par la technique bien connue du *Jet d'Hélium* jusqu'à un dispositif d'identification de masse par temps de vol décrit dans la référence [4] dont le principe présenté sur la figure 1 est le suivant :

Les noyaux collectés et déposés sur une feuille d'aluminium mince chauffée vers 120 °C peuvent s'ioniser positivement après leur désintégration β^+ . Ils sont alors accélérés par une différence de potentiel de 8 kV appliquée entre le collecteur et une grille placée à 12 mm. Ces éléments parcourent ensuite une

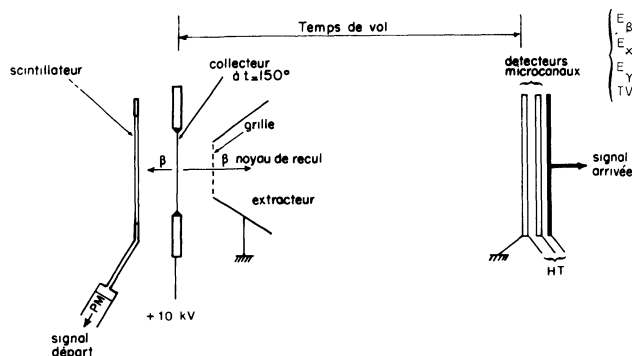


Fig. 1. — Principe de la mesure de masse d'émetteur β^+ par temps de vol.

[Schematic diagram of the β^+ recoil mass spectrometer.]

distance de 1 m et nous mesurons le temps séparant l'émission β^+ détectée par un plastique scintillant mince, de l'impact du produit de recul sur la face d'entrée d'une galette de microcanaux. Le temps est proportionnel à la racine carrée de la masse.

Les moyens d'investigation placés autour de cette identification en masse sont composés de détecteurs de rayonnements gamma et d'un détecteur d'électrons et de positions. Celui-ci est composé d'un plastique scintillant mince de 1 mm d'épaisseur et donc peu sensible au rayonnement gamma et d'un gros plastique scintillant NE 104 dont les dimensions permettent la mesure d'énergie bêta supérieure à 10 MeV. L'association en télescope de ces deux plastiques permet une excellente séparation entre les rayonnements bêta et gamma.

Les coïncidences étudiées sont (voir Fig. 2) :

E_β -masse qui permet d'obtenir le Q_β d'une masse donnée (principalement énergie de transition de fondamental à fondamental).

E_β - $E_{\gamma\text{GeLi}}$ } qui permettent d'obtenir l'énergie de transition β conduisant à l'alimentation
 E_β - $E_{\gamma\text{GeInt}}$ } d'un niveau connu du noyau fils.

$E_{\gamma\text{GeInt}}-E_{\gamma\text{GeLi}}$ } ces trois types de coïncidences per-
 $E_{\gamma\text{GeLi}}-\text{masse}$ } mettent d'attribuer des gamma
 $E_{\gamma\text{GeInt}}-\text{masse}$ } caractéristiques et le Z à chaque
masse détectée.

Deux notions de temps sont de plus associées à cette expérience. La première permet de mesurer les durées de vie des niveaux de désexcitation gamma comprises entre 20 et 300 ns. La deuxième permet la mesure des périodes de désintégration radioactive, l'expérience se déroulant suivant un cycle répété d'accumulation d'activité puis mesure de décroissance.

2. L'émission β^+ . Détermination du Q_β de la transition par l'analyse de la forme des spectres d'énergie bêta.

— 2.1 DÉTERMINATION DU Q_β PAR LA MÉTHODE DE LA « DROITE DE KURIE ». — Les énergies de transition β^+ (et β^-) de noyaux radioactifs sont difficiles à

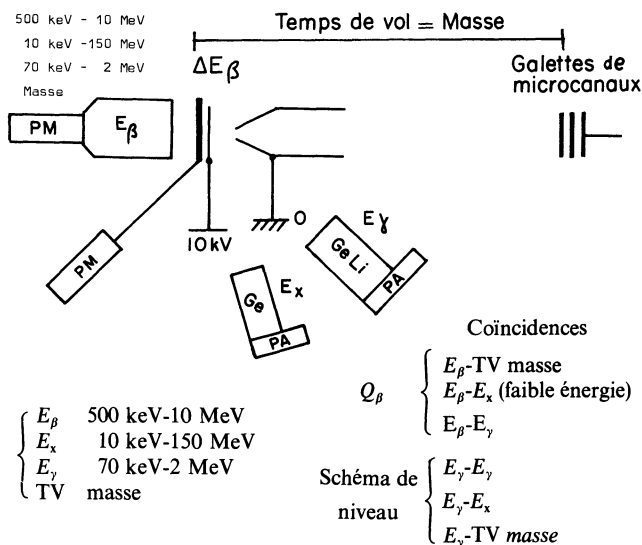


Fig. 2. — Schéma des moyens d'investigations expérimentaux.

[Experimental detector arrangement.]

mesurer du fait de la répartition statistique de l'énergie de cette transition entre le positon (ou l'électron) et le neutrino (ou l'anti-neutrino) émis au cours de la désintégration β^+ (ou β^-). Cela conduit à des spectres continus dont il faut analyser la forme mathématique pour en déduire le Q_β .

L'analyse théorique de cette désintégration radioactive conduit à une méthode de détermination du Q_β dite *droite de Kurie*. Elle s'exprime par la formule suivante où

$n(\varepsilon_e)$ est le nombre de positons d'énergie cinétique ε_e ,
 E_e l'énergie totale du positon,
 m_e la masse du positon,
 $F(Z, E_e)$ terme correctif de l'effet coulombien du noyau sur l'électron, et C_1 une constante.

$$\left[\frac{n(\varepsilon_e)}{E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} F(Z, E_e)} \right]^{1/2} = C_1 (E - E_e) = C_1 (\varepsilon_{\max} - \varepsilon_e). \quad (1)$$

Cette représentation permet par extrapolation jusqu'à une ordonnée nulle d'obtenir ε_{\max} . Pour cela, il suffit de connaître la fonction $F(Z, E_e)$. Or cette fonction a été tabulée sous la forme

$$\frac{p(E_e) F(Z, E_e)}{E_e} \quad (\text{référence [5]}).$$

Pratiquement il suffit donc de porter en ordonnée

$$\frac{1}{E_e} \left[\frac{n(\varepsilon_e) E_e}{p(E_e) F(Z, E_e)} \right]^{1/2} \quad (2)$$

et ε_e en abscisse pour obtenir une droite, qui est la droite de Kurie.

Cette représentation correspond à des transitions permises. Dans le cas où les transitions considérées

sont des transitions interdites, un terme dépendant de l'énergie apparaît et la représentation en droite de Kurie est perturbée. Il faut introduire un coefficient correctif suivant le type d'interdiction. Ce facteur de forme est connu pour quelques transitions interdites.

Nous allons examiner l'application de la relation (2) aux conditions expérimentales décrites précédemment, en étudiant point par point toutes les perturbations et distorsions que subit l'information *énergie* du positon.

La première est la perte d'énergie que subit le β^+ avant d'arriver dans le gros plastique scintillant en traversant les feuilles d'aluminium et le plastique scintillant mince. Cette perte d'énergie peut être calculée grâce aux tables de la référence (6). Dans notre cas, cette perte d'énergie est de l'ordre de 100 keV et la variation de cette perte de l'ordre de 20 % pour une gamme d'énergie de 2 à 10 MeV est négligeable.

La première transformation importante que subit l'information *énergie* est due à la réponse du gros plastique scintillant. L'étude de cette réponse peut être réalisée avec des électrons ou des positons mono-énergétiques délivrés par un bétatron, dans toute la gamme d'énergie concernée. La réponse impulsionnelle de ce genre de détecteur pour un faisceau collimaté d'électrons est très bien analysée par une fonction gaussienne, ou une combinaison de deux fonctions gaussiennes comme l'ont montré les expériences de Beck [7]. La résolution en énergie du détecteur est proportionnelle à $\sqrt{E_\beta}$. On voit aussi sur les résultats de Beck que le comportement du détecteur est différent pour un flux d'électrons ou de positons de même énergie. Il y a un élargissement de la courbe de réponse pour les positons vers les hautes énergies dû à l'annihilation du positon. Celle-ci apporte un excédent d'énergie dans le détecteur correspondant à l'absorption totale ou partielle des deux gamma de 511 keV résultant de cette annihilation.

Si $m(\varepsilon)$ représente le spectre expérimental, si $n(\varepsilon_e)$ représente le spectre théorique, $D(\varepsilon_e, \varepsilon')$ représente la distorsion due à l'annihilation du positon, $G(\varepsilon', \varepsilon)$ est la réponse gaussienne du détecteur pour un électron d'énergie ε' .

On peut écrire :

$$m(\varepsilon) = \int_0^\infty F(\varepsilon, \varepsilon_e) n(\varepsilon_e) d\varepsilon_e \quad (3)$$

avec

$$F(\varepsilon, \varepsilon_e) = \int_0^\infty D(\varepsilon_e, \varepsilon') G(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon'. \quad (4)$$

Cette formule est donnée sans tenir compte de l'angle solide de détection qui modifie G et D . En effet, les conditions géométriques de détection entraînent une absorption incomplète de l'énergie du β^+ [7].

Dans le cas de faibles activités où il est nécessaire d'avoir une grande ouverture angulaire, les corrections

sont importantes et nécessitent la connaissance de la réponse angulaire du détecteur $F_\Omega(\varepsilon, \varepsilon_e)$.

L'influence de ces différents paramètres sur la droite de Kurie a été étudiée par Cramer *et al.* [8] et l'on peut conclure en l'absence de correction à une erreur par défaut de 200 keV sur un Q_β de 5,4 MeV.

En conclusion, l'analyse des spectres d'énergie β par les droites de Kurie impose une étude préalable de la réponse du détecteur et un traitement mathématique assez important. Pour obtenir une bonne précision sur la détermination du Q_β , il faut un taux d'activité assez élevé. Le traitement par la droite de Kurie est très approprié à l'étude de spectres obtenus par analyse magnétique. Elle est applicable *facilement* pour des spectres β^- avec des scintillateurs plastiques mais elle devient difficile d'emploi avec ce genre de détecteur pour des émetteurs β^+ dans le cas de faible activité.

2.2 DÉTERMINATION DU Q_β PAR ANALYSE DE LA FORME DES SPECTRES. — Il nous a paru utile de décrire cette méthode qui, mentionnée brièvement par Goosman et Alburger [9] et Davids *et al.* [10], a été utilisée avec succès par ces auteurs [9, 10, 11]. Elle a été récemment réemployée par Haustein *et al.* [12] et Firestone *et al.* [13].

Cette méthode est basée sur deux hypothèses.

1) Tous les spectres de désintégration β^+ ou β^- peuvent être obtenus à partir d'un spectre de référence par une transformation mathématique simple qui est le produit d'une affinité de rapport α parallèle à l'axe des abscisses, qui permet d'*allonger* ou de *comprimer* le spectre de référence, et d'une normalisation effectuée sur la surface des spectres considérés (voir Fig. 3).

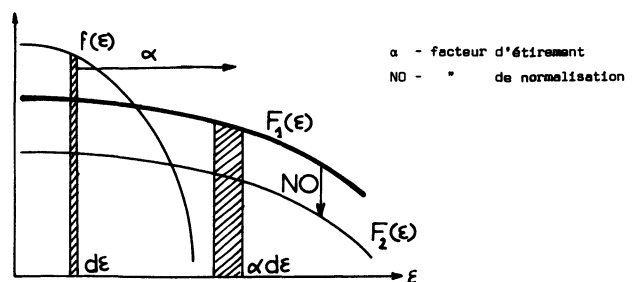


Fig. 3.

2) La deuxième hypothèse postule que le rapport d'affinité (*facteur d'étirement*) est liée linéairement au Q_β .

Ces hypothèses s'expriment par :

$$\text{H1} \quad \begin{cases} f(\varepsilon) d\varepsilon = F_1(\alpha\varepsilon) d(\alpha\varepsilon) & (5) \\ F_1(\alpha\varepsilon) d(\alpha\varepsilon) = \frac{1}{\text{NO}} F_2(\alpha\varepsilon) d\alpha\varepsilon & (6) \end{cases}$$

avec

$$NO = \frac{\int_{\alpha \varepsilon_i}^{\alpha \varepsilon_j} F_2(\varepsilon) d(\alpha \varepsilon)}{\int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_j} f(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (7)$$

$$H2 \quad Q_\beta = A\alpha + B. \quad (8)$$

Nous illustrerons plus loin, à l'aide d'exemples, la validité de ces hypothèses. En particulier, la relation linéaire ci-dessus (8) sera vérifiée expérimentalement.

Pratiquement, la méthode utilisée pour obtenir ces résultats se décompose de la manière suivante (voir Fig. 4) :

— Une première étape consiste en une normalisation en surface du spectre de référence. La première valeur approchée de α sera donnée par le rapport C'_f/C_f où C'_f et C_f sont les canaux correspondants aux extrémités des spectres bêta.

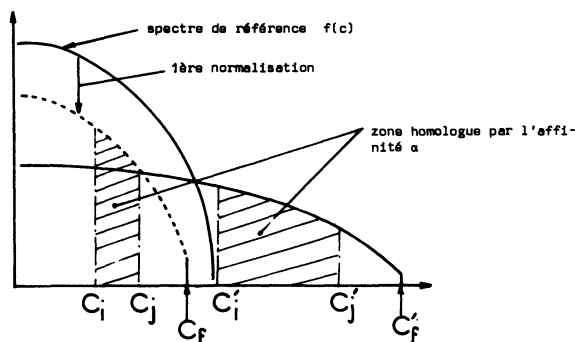


Fig. 4.

— Ensuite nous considérons le domaine du spectre à lisser qui nous intéresse pour effectuer une normalisation sur la zone homologue du spectre de référence défini par $C_i = C'_i/\alpha$, $C_j = C'_j/\alpha$. Et enfin nous transformons le spectre de référence normalisé par l'affinité de rapport α qui se calcule facilement de la manière suivante :

$$F(C') dC' = f\left(\frac{C'}{\alpha}\right) d\left(\frac{C'}{\alpha}\right) \quad (9)$$

où C' est un entier (canal) et C'/α une valeur réelle encadrée dans le spectre d'origine par les canaux C_r et C_{r+1} .

Ce qui conduit avec $\alpha \geq 1$ et

$$\begin{cases} C_r < \frac{C'}{\alpha} < C_{r+1} \\ C_r < \frac{C' + 1}{\alpha} < C_{r+1} \end{cases}$$

à appliquer la formule :

$$F(C') = \frac{1}{\alpha} f(C_r).$$

Dans le cas où $\alpha \geq 1$ et

$$\begin{cases} C_r < \frac{C'}{\alpha} < C_{r+1} \\ C_{r+1} < \frac{C' + 1}{\alpha} < C_{r+2} \end{cases}$$

on utilise l'expression :

$$F(C') = \left[C_{r+1} - \frac{C'}{\alpha} \right] f(C_r) + \left[\frac{C' + 1}{\alpha} - C_{r+1} \right] f(C_{r+1}).$$

Par contre, si $\alpha \leq 1$, nous avons :

$$F(C') = \sum_{i=0}^n k_i f(C_i)$$

où C_0 et C_n sont définis par :

$$\begin{cases} C_0 < \frac{C'}{\alpha} < C_0 + 1 \\ \text{et} \\ C_n < \frac{C' + 1}{\alpha} < C_n + 1 \end{cases}$$

$$k_i = 1 \quad \text{pour} \quad 1 \leq i \leq n - 1$$

$$k_0 = -\frac{C'}{\alpha} + C_0 + 1$$

$$k_n = \frac{C' + 1}{\alpha} - C_n.$$

Ce calcul s'effectue sur des valeurs discrètes (histogramme), ce qui conduit à des écarts de l'ordre de 1 à 2 % par rapport au même calcul effectué sur une fonction continue, mais ces écarts sont inférieurs aux incertitudes statistiques sur le nombre d'événements de nos spectres expérimentaux.

Il suffit d'effectuer une série d'itérations minimisant la différence entre le spectre de référence transformé et le spectre expérimental pour obtenir le facteur α correct.

Ces différentes étapes ont pu être réalisées facilement à partir de sous-programmes qui sont contenus dans le programme général de dépouillement « MIRANDOL », utilisé sur l'ordinateur « IBM 370 » de l'IPN d'Orsay.

2.3 INFLUENCE DU SCHÉMA DE NIVEAUX. — Jusqu'à présent nous avons considéré que le spectre de Q_β correspondait à une seule transition. En fait, 4 types de désintégrations peuvent se présenter (voir Fig. 5).

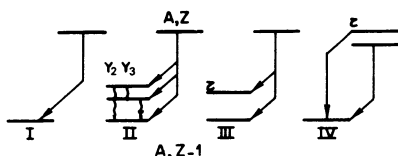


Fig. 5.

Dans le cas I de la transition de niveau fondamental à fondamental le Q de transition s'écrit directement :

$$Q_{EC} = \Delta Mc^2 = Q_\beta + 1,022 \text{ MeV}.$$

La valeur Q_β étant déduite d'un spectre de coïncidence E_β -masse.

Dans le cas II l'écart de masse s'écrit pour les différentes transitions par :

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta_1} + E_{\gamma_1} + 1,022$$

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta_2} + E_{\gamma_2} + 1,022$$

$$\Delta Mc^2 = Q_{\beta_0} + 1,022.$$

Il y a de façon générale trois possibilités :

a) Le schéma de niveaux est bien connu et il suffit d'effectuer la coïncidence avec la transition gamma provenant de la désexcitation d'un niveau non pollué par des alimentations de niveaux supérieurs (dans notre exemple E_{γ_2} ou E_{γ_3}). Si c'est impossible, pour des raisons d'efficacité de détection par exemple, on peut alors employer la coïncidence avec E_{γ_1} . En effet, le spectre d'énergie β peut se décomposer par cette méthode en somme de plusieurs composantes, chacune d'elles correspondant à l'alimentation d'un niveau, ce qui s'exprime mathématiquement par :

$$F(c) = \sum_i \alpha_i R_i f(\alpha_i c) \quad (10)$$

avec

$$\begin{array}{lcl} E_{\gamma_i} & \text{-----} & R_i \swarrow \\ E_{\gamma_j} & \text{-----} & R_j \swarrow \\ 0 & \text{-----} & R_0 \end{array}$$

$$\alpha_i = \alpha_0 - \Delta\alpha_i$$

$$E_{\gamma_i} = A \Delta\alpha_i$$

et il suffit d'appliquer la méthode de calcul précédente pour déterminer α_0 , seule inconnue.

b) Le schéma de niveaux du noyau fils a été obtenu par une méthode spectroscopique en ligne mais les pourcentages d'alimentation restent inconnus. L'emploi de la formule précédente en considérant autant d'équations, que de coïncidences E_β - E_γ , permet de déterminer ces pourcentages et le α_0 qui donne le Q de la désintégration β .

c) Le cas le plus défavorable est celui où seules quelques raies gamma caractéristiques sont connues. Si les spectres E_β en coïncidence avec ces gamma sont lissables par notre méthode, les facteurs d'allongement

sont alors des valeurs moyennes qui tiennent éventuellement compte d'alimentation de niveaux supérieurs. En effet, il est possible d'obtenir

$$F(c) = \alpha f(\alpha c) = \sum_i \alpha_i R_i f(\alpha_i c). \quad (11)$$

Le classement de ces différentes valeurs permet d'effectuer une ébauche de schéma de niveaux en l'associant aux coïncidences E_γ - E_γ . Si la précision est suffisante, nous pouvons retrouver le cas précédent.

Il peut se trouver qu'un spectre d'énergie β^+ ne soit pas reproduit à l'aide d'un seul facteur d'allongement parce que les pourcentages d'alimentation et les énergies des niveaux atteints déforment le spectre E_β , comme le schématise la figure 6.

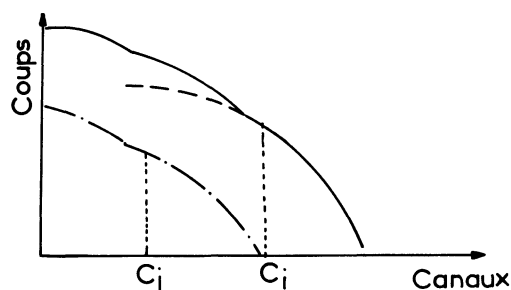


Fig. 6.

Pour ce spectre, la formule (10) $F(c) = \sum_i \alpha_i R_i f(\alpha_i c)$ s'applique.

Il suffit de considérer la partie de la courbe supérieure au canal C_b où il est possible de supposer qu'une seule composante subsiste. L'équation devient alors $F(c) = \alpha_i f(\alpha_i c)$ pour cette zone du spectre. La différence entre le lissage obtenu et le spectre initial est ensuite analysée entre les canaux C_j et C_i . Il est ainsi possible d'analyser trois composantes dans un spectre E_β .

Dans la partie résultats expérimentaux nous développons des exemples de ce type de dépouillement et nous présentons une estimation de l'erreur introduite par le lissage de spectres par des facteurs d'étiement moyens.

Les cas III et IV (Fig. 5) sont les plus difficiles à étudier s'ils correspondent à des niveaux isomériques d'énergie mal connus. Une erreur égale à la différence d'énergie entre ces niveaux existe alors sur la détermination du Q_{EC} .

2.4 APPLICATION DE CETTE ANALYSE À DES SPECTRES D'ISOTOPES CONNUS ÉMETTEURS β^- : ^{90}Y , ^{106}Rh , ^{144}Pr . — Pour tester cette méthode nous avons utilisé le spectre de désintégration β^- du ^{144}Pr comme référence. Le Q_β de cette transition fondamentale est de 2,995 MeV. Nous avons ensuite lissé les différents spectres provenant de la désinté-

gration du ^{106}Rh dont le schéma de désintégration simplifié est le suivant (Fig. 7) :

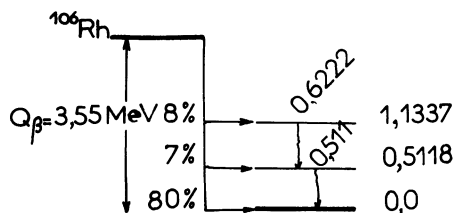


Fig. 7.

Les figures 8a, b et c présentent respectivement les spectres β^- en coïncidence avec les raies gammas de 0,622 MeV et 0,511 MeV, et leur lissage.

Le spectre global du ^{106}Rh présenté sur la figure 9a ne peut pas être reproduit correctement avec un seul rapport d'affinité. La méthode d'analyse par bande d'énergie décrite précédemment a été appliquée.

Sur la figure 9a la courbe 2 représente le lissage de la courbe expérimentale à haute énergie. La différence entre ces deux courbes à basse énergie est représentée par la courbe 3 qui correspond aussi au lissage de la

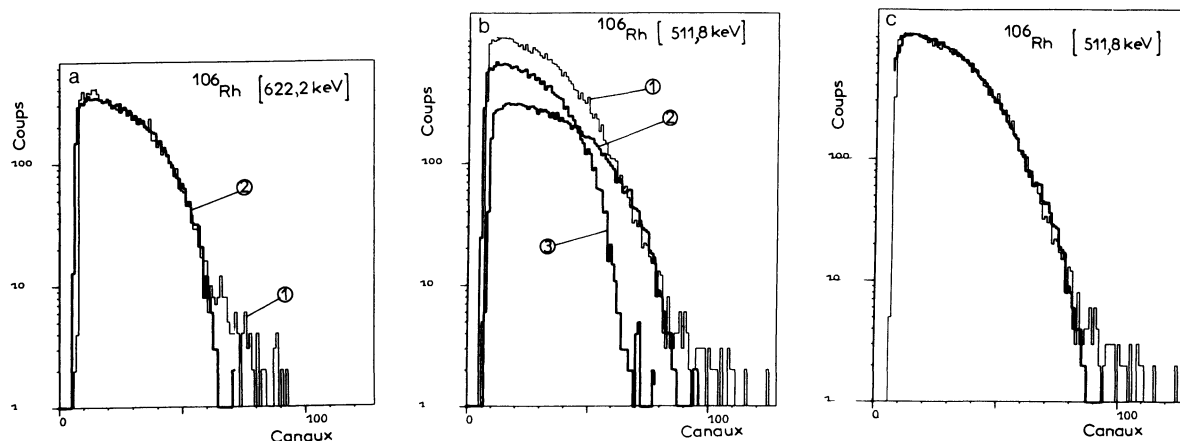


Fig. 8. — a) Spectre β^- de la coïncidence $E_\beta - E_\gamma = 0,622$ MeV du $^{106}_{45}\text{Rh}$ (courbe 1), avec son lissage correspondant à partir du ^{144}Ce (courbe 2). b) Spectre β^- de la coïncidence $E_\beta - E_\gamma = 0,511$ MeV du $^{106}_{45}\text{Rh}$ (courbe 1), avec la décomposition de son lissage en deux composantes à partir du ^{144}Ce . Courbe 2 : lissage de la composante alimentant la raie de 511 keV, courbe 3 : lissage correspondant à l'alimentation du niveau à 1 133 keV. c) Le même spectre 8b mais avec la somme des deux composantes.

[a] β^- spectra of ^{106}Rh obtained from the coincidence $E_\beta - E_\gamma = 0.622$ MeV (1) with its corresponding fit from ^{144}Ce (2). b) β^- spectra of ^{106}Rh obtained from the coincidence $E_\beta - E_\gamma = 0.511$ MeV (1). Curves 2 and 3 are the two components contributing to the total spectra. c) Same as in b with the sum of 2 + 3 (dark line).

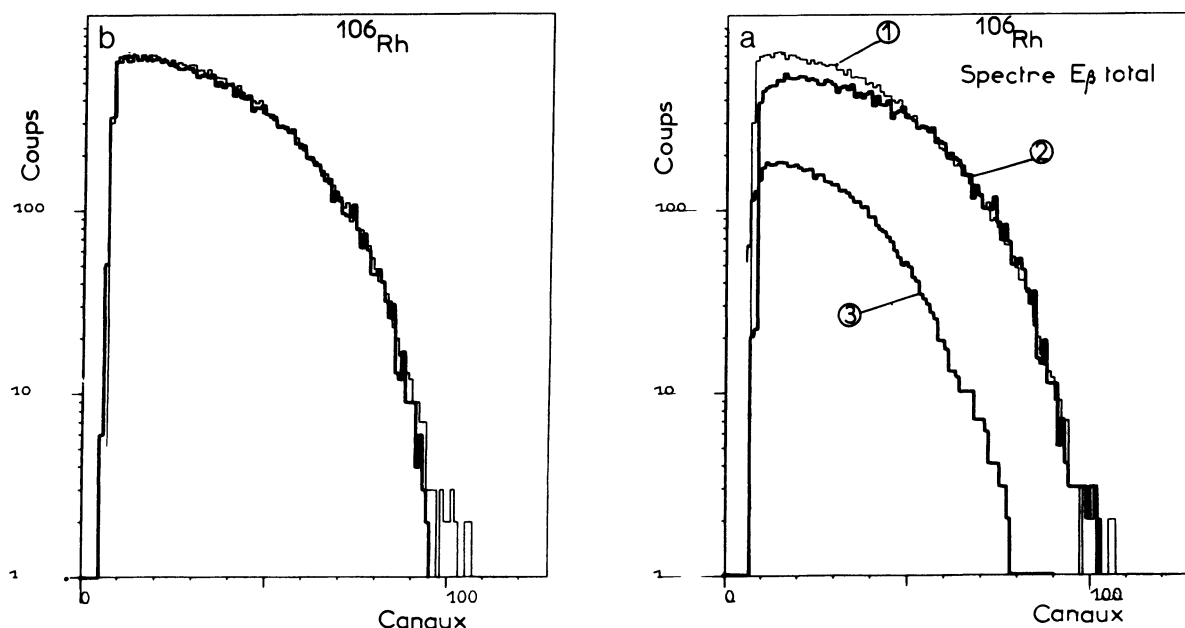


Fig. 9. — a) Spectre β total du ^{106}Rh avec la décomposition du lissage correspondant au fondamental et aux autres composantes. b) Le même spectre 9a mais complètement lissé par la somme des différentes composantes.

[a] Total β spectrum of ^{106}Rh (1) with the component due to the g.s.-g.s. β^+ transition (2) and the other components (3). b) Same as in a) with the sum of all the components.]

partie du spectre β due à l'alimentation des niveaux supérieurs. La somme de ces composantes 2 et 3 permet une reproduction parfaite du spectre global (Fig. 9b). Les facteurs d'allongements et les pourcentages d'alimentations déterminés ainsi sont présentés ci-après. Ils sont compatibles avec ceux du schéma de niveau.

$Q_{\beta_2} = 2,41 \pm 0,08$ MeV	12 % Relatif
$Q_{\beta_1} = 3,15 \pm 0,06$ MeV	8 %
$Q_{\beta_0} = 3,57 \pm 0,04$ MeV	80 %.

La même étude a été faite avec des spectres de

faible activité (inférieur à 1 000 événements dans le spectre). La précision obtenue sur la détermination des Q_β reste cependant de l'ordre de 150 keV. Cette précision varie avec la valeur du facteur d'allongement employé. Pour des faibles statistiques, il faut se limiter à des rapports d'affinité inférieurs à 3.

La méthode peut nous permettre de repérer les transitions interdites dans certains cas, lorsque le lissage à partir de spectres β de transitions permises est impossible comme le montre la figure 10 qui représente un des essais concernant le lissage du spectre β^- de ^{90}Y dont la désintégration β^- correspond à une interdiction d'ordre 2.

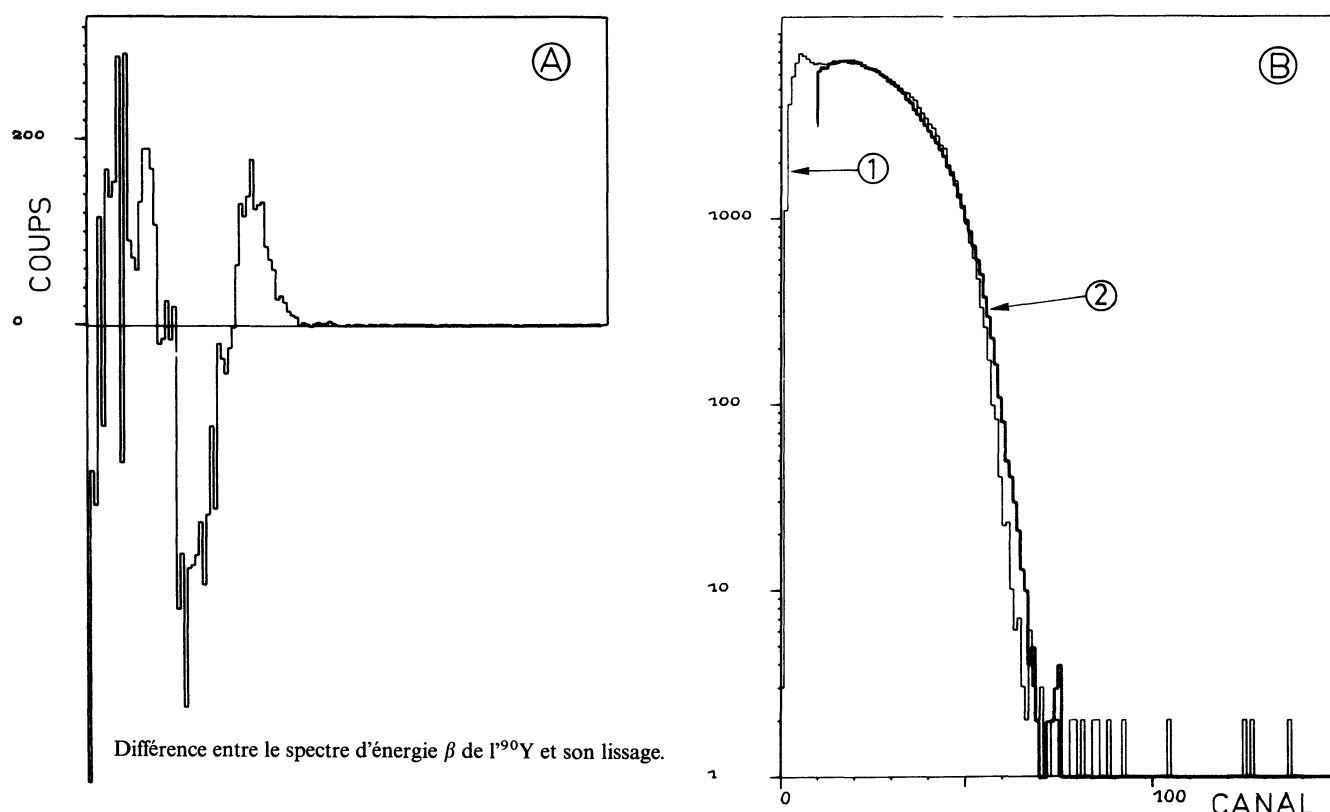


Fig. 10. — Essai de lissage du spectre d'énergie β de ^{90}Y à partir du spectre β du ^{144}Pr . B1 : spectre expérimental; B2 : lissage à partir du ^{144}Pr ; A : différence entre B1 et B2.

[A : Difference between the curves (2) and (1). B : Tentative fit of the β^+ spectrum of ^{90}Y (2) by using the β^+ shape of ^{144}Pr as a standard (1).]

3. Résultats expérimentaux concernant certains émetteurs β^+ produits par les réactions nucléaires

$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$. — 3.1 APPLICATION DE LA MÉTHODE DU « FACTEUR D'ALLONGEMENT » À DES SPECTRES β^+ PRODUITS SUR FAISCEAU. — La méthode qui vient d'être décrite a été utilisée avec succès pour les émetteurs β^+ . Considérons par exemple le ^{49}Cr produit au cours de la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$. Les figures 11a et 11b représentent les lissages des spectres bêta mesurés en coïncidences avec les raies gamma de 90,7 et 153,0 keV. Leurs Q_β sont très voisins (62,3 keV de différence) et les facteurs d'allongement obtenus sont respectivement de $1,04 \pm 0,02$ et $1,00 \pm 0,02$

ce qui montre la sensibilité de cette analyse avec une faible activité.

L'analyse des spectres en coïncidence avec les masses du spectre de temps de vol permet de déterminer le Q_β de noyaux radioactifs dont la transition β est de type fondamental-fondamental tel que le ^{47}V et le ^{51}Mn produits au cours de nos expériences. Ce type de coïncidence permet également d'étudier les transitions bêta alimentant uniquement un des niveaux du noyau fils, mais aussi un nombre limité de niveaux, 2 ou 3 dont le fondamental; c'est le cas par exemple du ^{53}Fe dont le spectre est présenté sur la figure 12.

Les droites d'étalonnage $Q_\beta = A\alpha + B$ ont été

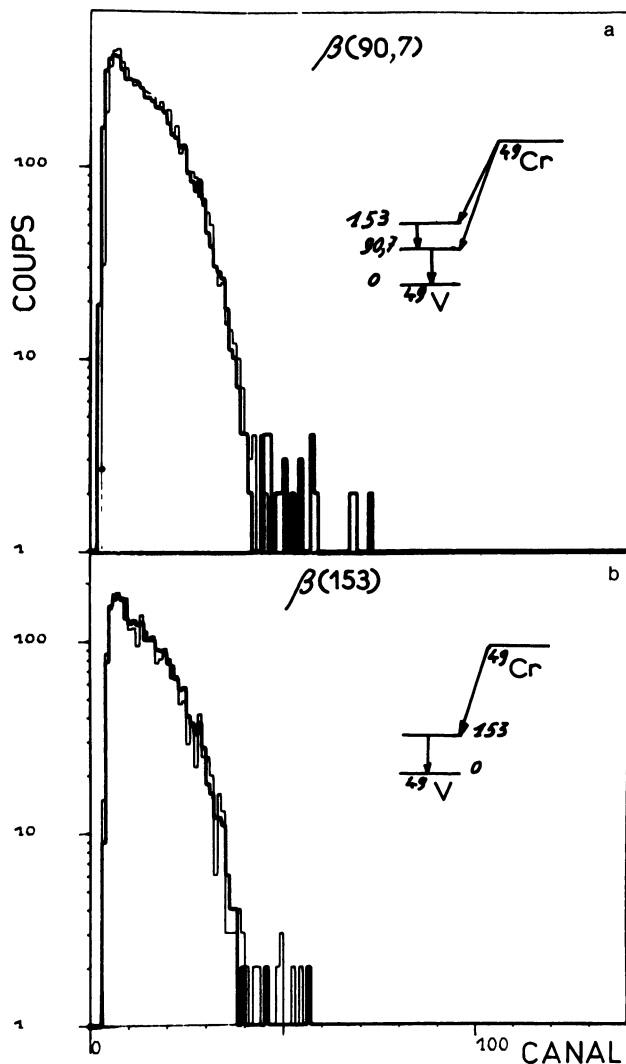


Fig. 11. — a) Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie gamma de 90,7 keV du ^{49}V . b) Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie gamma de 153 keV du ^{49}V . Dans ces deux cas, le lissage est effectué à partir du spectre obtenu par la coïncidence $E_\beta - E_\gamma = 62,3$ keV du même corps.

[a) β^+ energy spectrum of ^{49}Cr obtained from the coincidence with the 90.7 keV gamma ray. b) β^+ energy spectrum of ^{49}Cr obtained from the coincidence with the 153 keV gamma ray. In these two cases the fit is obtained with the standard β shape of the same isotope ^{49}Cr measured from the coincidence $\beta - E_\gamma = 62.3$ keV (see level scheme).]

tracées pour ces deux types de coïncidences grâce aux spectres β^+ d'isotopes produits au cours de la réaction $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ et dont les caractéristiques de désintégration étaient connues. La figure 13 présente l'une de ces droites d'étalonnage pour les coïncidences du type E_β -masse. Les isotopes utilisés et leurs énergies de transition β sont présentés dans le tableau I.

A partir de cette droite d'étalonnage, nous avons vérifié un certain nombre de valeurs connues de Q_β . Le tableau II montre le très bon accord entre les valeurs obtenues par la méthode d'analyse de forme associée à un détecteur de type plastique scintillant

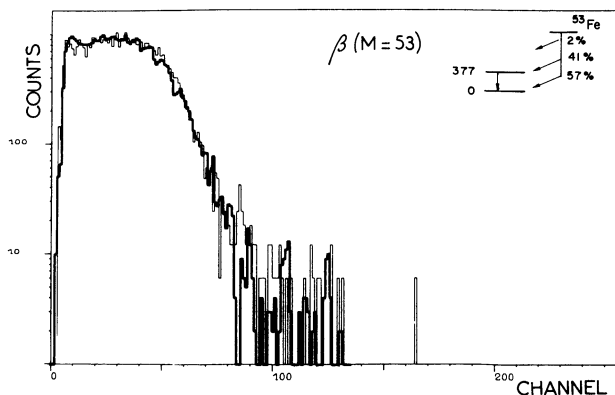


Fig. 12. — Lissage du spectre d'énergie β en coïncidence avec la masse 53 attribué au ^{53}Fe .

[The β^+ energy spectrum in coincidence with the mass 53 (attributed to ^{53}Fe) and its fit.]

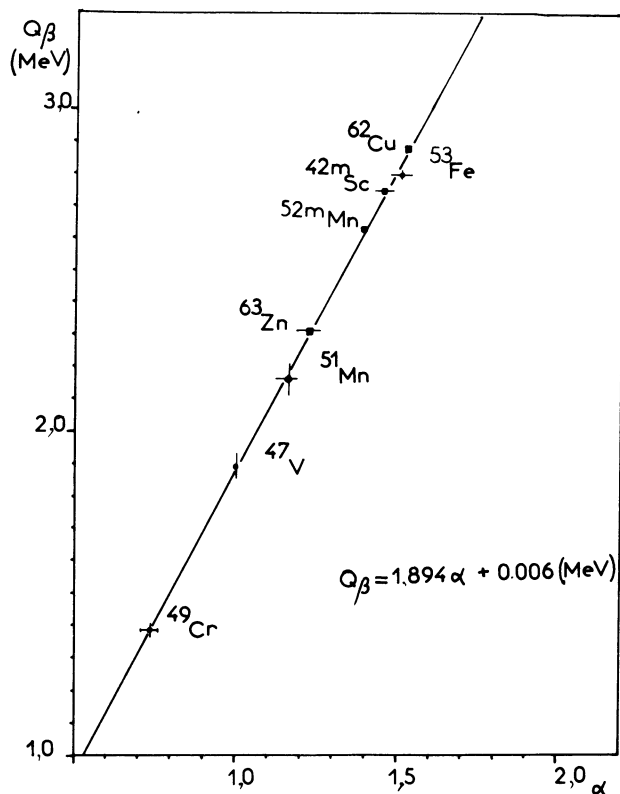


Fig. 13. — Courbe d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ dans le cas des coïncidences E_β -masse. ● noyaux radioactifs ayant servi à l'étalonnage, □ noyaux radioactifs dont le Q_β a été déduit par cette courbe d'étalonnage.

[Linear dependence of Q_β versus the stretch factor α for β -mass coincidence. ● nuclides which have been used as standards; □ nuclides for which the Q_β has been deduced.

et les déterminations effectuées par la droite de Kurie à l'aide d'analyses magnétiques ou de scintillateurs plastiques.

Tableau I.

Eléments	Q_β	Référence
^{49}Cr	$1,54 \pm 0,01$ 17 %	[14]
	1,45 35 %	
	$1,39 \pm 0,02$ 48 %	
^{47}V	$1,90 \pm 0,04$	[14]
^{51}Mn	$2,17 \pm 0,05$	[14]
^{53}Fe	$2,80 \pm 0,01$ 57 %	[14]
	2,40 42 %	

Tableau II.

Eléments	Q_β (MeV) notre travail	Q_β (MeV) autres travaux	Type de détection	Réfé- rence
^{42m}Sc	$2,79 \pm 0,06$	$2,82 \pm 0,03$	scint.	[14]
^{52m}Mn	$2,64 \pm 0,06$	$2,631 \pm 0,015$	mag.	[14]
^{62}Cu	$2,88 \pm 0,11$	$2,934 \pm 0,007$	mag.	[14]
^{63}Zn	$2,30 \pm 0,09$	$2,33 \pm 0,02$	mag.	[14]

L'analyse des formes des spectres β en coïncidence avec des raies gamma et des masses est effectuée à l'aide de droites d'étalonnage différentes malgré l'utilisation simultanée du même détecteur bêta. En effet, comme le montre la figure 14, la forme des spectres est différente suivant le type de coïncidence. Cette déformation des spectres β^+ en coïncidence avec les masses n'affecte pas la détermination du Q_β par la méthode du facteur d'allongement. Le phé-

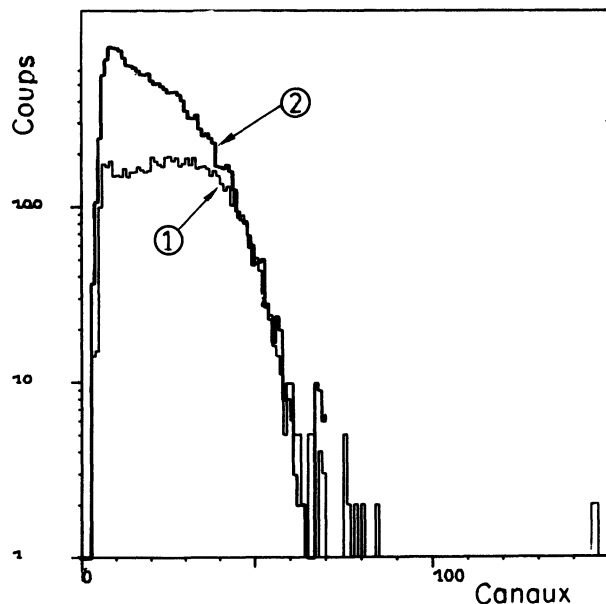


Fig. 14. — Forme des spectres bêta suivant le type de coïncidences : 1) coïncidence E_β -masse ; 2) coïncidence E_β - E_γ .

[Shape of the β spectra according to the type of coincidences. 1) Coincidences β -mass ; 2) Coincidence β -gamma.]

nomène qui déforme ces spectres dépend du Q_β des éléments étudiés. Il peut provenir de la distribution angulaire des énergies de recul du noyau fils qui suit la désintégration β^+ (c'est une cinématique à 3 corps β^+ , ν , noyau fils). Les noyaux fils qui ont une énergie de recul nulle ou faible dans la direction du champ extracteur ne sont pas toujours extraits du collecteur, ce qui explique la différence entre les courbes 2 (E_β - E_γ) et 1 (E_β -masse) à basse énergie.

Dans le § 2.3 nous avons indiqué la possibilité de lisser un spectre β complexe par un rapport d'affinité moyen sans discrimination possible entre les différents niveaux. Deux exemples nous ont été fournis ; le premier avec le ^{77}Rb lors de la coïncidence β -66,6 keV et le second par la coïncidence β -masse 81 correspondant au ^{81}Sr . Nous avons analysé ces spectres pour montrer qu'il était possible d'obtenir une valeur de Q_β correcte en connaissant le schéma de niveau et en appliquant la formule (10) du § 2.3

$$F(c) = \sum_i \alpha_i R_i f(\alpha_i c),$$

mais aussi pour connaître l'erreur commise sur la détermination du Q_β en ne considérant que le facteur d'allongement moyen. Cette dernière donnée est importante dans le cas de nouveaux isotopes pour lesquels rien n'est connu. Les schémas de désintégration du ^{77}Rb et du ^{81}Sr ont été pris dans la référence [14].

Les figures 15a et 15b présentent les deux lissages obtenus, le premier sans tenir compte du schéma de désintégration, le second en tenant compte pour le spectre bêta en coïncidence avec la raie gamma de 66,6 keV du ^{77}Kr . Elles montrent qu'il est possible de lisser parfaitement un spectre d'énergie bêta avec un facteur d'allongement moyen. Nous obtenons alors un $Q_{\text{EC apparent}} = 4,87 \pm 0,09$ MeV alors que le Q_{EC} obtenu avec la relation (10) et le schéma de niveaux est de 5,15 MeV. Cette valeur est très proche de celle déduite des résultats de Liptak *et al.* [15] qui est de $5,13 \pm 0,12$ MeV.

Une étude identique menée sur un spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la masse 81 identifiée comme étant ^{81}Sr a donné une valeur moyenne

$$Q_{\text{EC}} = 3,75 \pm 0,08 \text{ MeV}.$$

Cette valeur devenant $4,01 \pm 0,1$ MeV avec la connaissance du schéma de niveau, ce qui est en très bon accord avec la valeur de $3,99 \pm 0,03$ MeV de la référence [16].

Ces deux exemples confirment que l'hypothèse de superposition de spectre par affinité est parfaitement justifiée, même dans des cas complexes nécessitant la généralisation représentée par la formule (10). L'erreur introduite par une analyse avec un facteur d'étirement moyen n'est que de 300 keV, la valeur de Q_{EC} étant déduite par défaut.

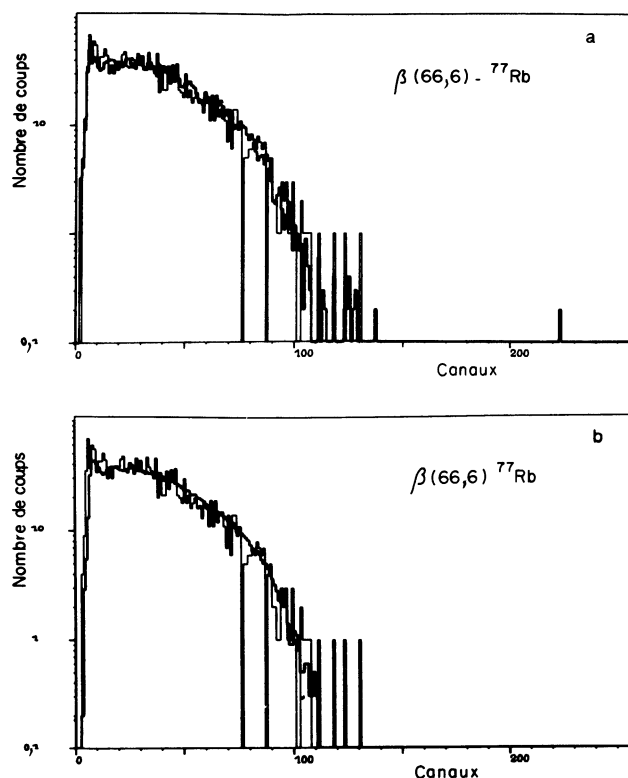


Fig. 15. — a) Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie gamma de 66,6 keV du ^{77}Kr lissé sans connaissance du schéma de niveaux à partir du spectre bêta en coïncidence avec la raie gamma de 35,5 keV du ^{83}Sr $\alpha = 1,18 \pm 0,04$ ($Q_\beta = 3,20 \alpha$). b) Lissage avec connaissance du schéma de niveaux $\alpha = 1,27$ ($Q_\beta = 3,20 \alpha$).

[a] β^+ spectrum in coincidence with the gamma ray of 66,6 keV of ^{77}Kr fitted without taking into account the decay scheme. b) Same as a) but with using the decay scheme.]

3.2 QUELQUES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX CONCERNANT LA DÉTERMINATION DE Q_β . — La référence [2] rassemble toutes les données et en particulier les attributions et les caractéristiques des différents noyaux radioactifs produits par les réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$, $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$, $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ et identifiés à Orsay.

3.2.1 ^{50}Mn . — La masse 50 produite au cours de la réaction nucléaire $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ a été identifiée comme étant le ^{50}Mn ($T_{1/2} = 1,97$ min.). Cette identification ayant été confirmée par la détection de gamma caractéristiques. Le schéma de désintégration est le suivant (Fig. 16) :

L'isotope de 0,28 s n'a pas été observé parce que les conditions expérimentales (capillaire de 8 m de longueur) ne permettaient pas de collecter dans de bonnes conditions les périodes inférieures à la seconde.

Les coïncidences E_β - E_γ ont été effectuées avec les raies de 783 keV et 1 098 keV. Les spectres β^+ s'analysent à l'aide de deux composantes dont les valeurs et le pourcentage sont les suivants :

$$\begin{aligned} Q_\beta &= 3,63 \pm 0,10 \text{ MeV} & \alpha &= 1,30 \pm 0,04 & 61 \% \\ Q_\beta &= 3,13 \pm 0,16 \text{ MeV} & \alpha &= 1,12 \pm 0,06 & 39 \% \end{aligned}$$

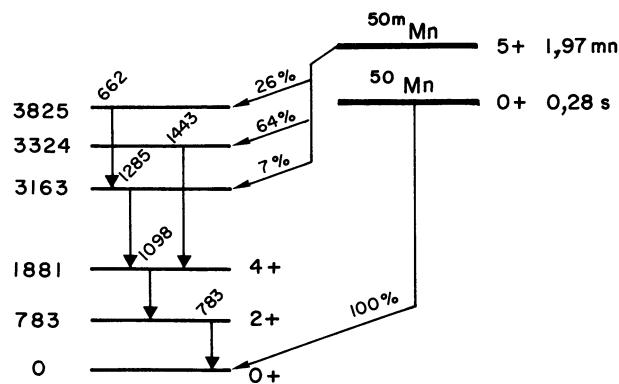


Fig. 16. — Schéma de désintégration du ^{50}Mn .

[Decay scheme of ^{50}Mn .

Les isotopes étalons et leurs Q_β sont rassemblés dans le tableau III.

Tableau III.

Eléments	Q_β	Raies gamma en coïncidence en keV
^{49}Cr	1,39	153
^{53}Fe	2,40	377
^{52m}Mn	2,63	1 434
^{42m}Sc	2,80	438, 1 226, 1 524

Le spectre bêta en coïncidence avec la masse 50 correspond exactement aux mêmes transitions β^+ que les spectres β - γ (cf. le schéma de désintégration) et en effet, on obtient :

$$\begin{aligned} Q_\beta &= 3,57 \pm 0,09 \text{ MeV} & 65 \% \\ Q_\beta &= 3,01 \pm 0,13 \text{ MeV} & 35 \% \end{aligned}$$

Le schéma de désintégration présenté sur la figure 16 permet de supposer que les 2 valeurs de Q_β déterminées par ces coïncidences doivent correspondre respectivement à l'alimentation des niveaux à 3,324 MeV et 3,825 MeV.

Un affinement du calcul du Q_β dans le cas de la coïncidence E_β -masse a été effectué en entrant les différents pourcentages et les écarts entre les niveaux alimentés. Il a permis d'obtenir les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} Q_\beta &= 3,68 \pm 0,13 & \text{correspondant au niveau à} & 3,163 \\ Q_\beta &= 3,53 \pm 0,09 & & 3,324 \\ Q_\beta &= 3,01 \pm 0,13 & & 3,825 \end{aligned}$$

Ce lissage est présenté sur la figure 17.

Les valeurs obtenues pour ces Q_β sont tout à fait comparables à celles de la référence [17] qui sont respectivement 3,682, 3,527 et 3,022. Cette étude nous permet de vérifier le bon accord entre les déterminations de Q_β par les coïncidences E_β -masse et E_β - E_γ malgré la différence de forme existant entre ces deux

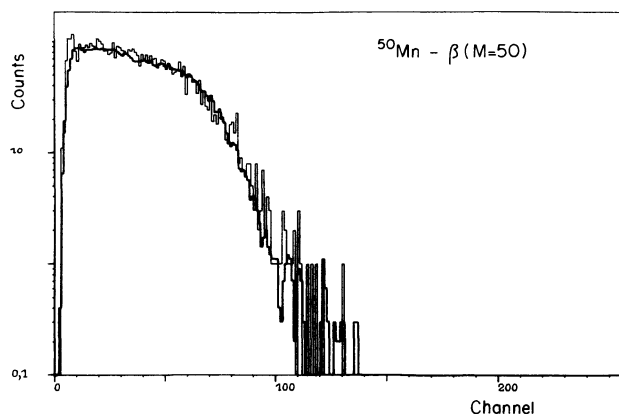


Fig. 17. — Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec le pic de temps de vol correspondant à la masse 50 (^{50}Mn). Le lissage de ce spectre a été obtenu avec les 3 composantes de Q_β suivantes :

$$\left. \begin{aligned} Q_{\beta I} &= 3,68 \pm 0,13 \text{ MeV} \\ Q_{\beta II} &= 3,53 \pm 0,09 \text{ MeV} \\ Q_{\beta III} &= 3,01 \pm 0,13 \text{ MeV} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} 65 \% \\ 25 \% \end{array}$$

$[\beta^+]$ spectrum obtained from the coincidence with the mass $A = 50$. The fit (dark line) has been made with the 3 known components.

$$\left. \begin{aligned} Q_{\beta I} &= 3,68 \pm 0,13 \text{ MeV} \\ Q_{\beta II} &= 3,53 \pm 0,09 \text{ MeV} \\ Q_{\beta III} &= 3,01 \pm 0,13 \text{ MeV} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} 65 \% \\ 25 \% \end{array}$$

types de spectres (voir paragraphe précédent). Elle permet aussi de vérifier qu'il est possible d'obtenir une précision suffisante pour pouvoir placer deux états isomériques l'un par rapport à l'autre. En effet le Q_{EC} du ^{50}Mn a été mesuré par Mc Kenna *et al.* [17] qui donnent 7,672 MeV. Nos valeurs de Q_β donnent pour le Q_{EC} du ^{50}Mn une valeur de $7,92 \pm 0,06$ MeV. Les deux états isomériques sont séparés de 290 ± 60 keV, valeur qui est cohérente avec les 230 et 227 keV trouvés par Mc Kenna *et al.* [17].

3.2.2 ^{52m}Fe . — L'existence de cet état isomérique à haut spin a été confirmée ainsi que son schéma de désintégration [2] (voir Fig. 18).

Les mesures de Q_β sur les spectres en coïncidence avec les raies gamma de 870 keV, 622 keV et 930 keV ainsi que celui en coïncidence avec la masse 52 permettent d'affirmer que la désintégration β^+ de cet état isomérique alimente à 100 % le niveau 11^+ à 3,837 MeV du ^{52}Mn . En effet, les Q_β obtenus pour ces quatre coïncidences sont très voisins et leurs valeurs moyennes donnent un Q_β de $4,13 \pm 0,09$ MeV, ce qui conduit à un $Q_{EC} = 8,99 \pm 0,09$ MeV pour le ^{52m}Fe au-dessus du ^{52}Mn . Le niveau fondamental du ^{52}Fe a été déterminé comme étant un

$$Q_{EC} = 2,372 \text{ MeV}$$

au-dessus du ^{52}Mn [14]. L'état isomérique du ^{52m}Fe se trouve donc à 6,62 MeV au-dessus du niveau fondamental du ^{52}Fe , ce qui est en accord avec la valeur de $6,80 \pm 0,25$ MeV trouvée par Geesamen *et al.* [18].

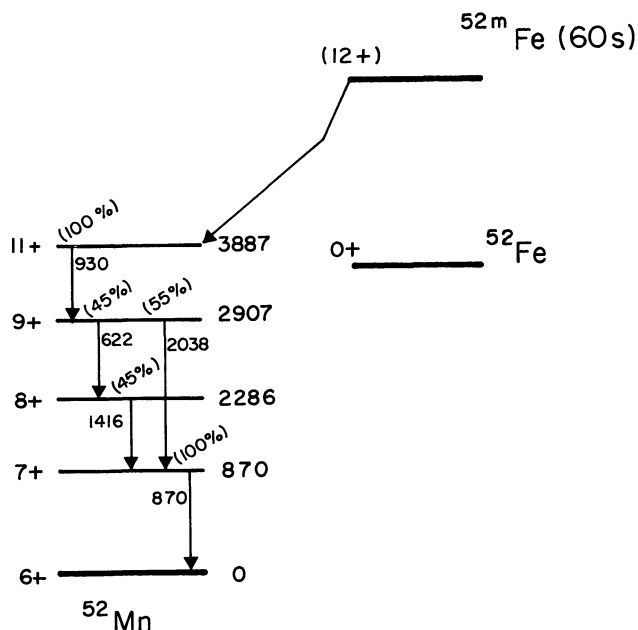


Fig. 18. — Schéma de désintégration du ^{52m}Fe .

[Decay scheme of ^{52m}Fe .]

Des calculs de modèles en couches [18] situent le niveau 12^+ du ^{52}Fe à 6,49 MeV et le niveau 11^+ 2,5 MeV au-dessus de celui-ci, ce qui conduit à assigner l'état de spin 12^+ au ^{52m}Fe .

Pour illustrer les résultats obtenus dans la zone $N \simeq Z \simeq 40$ étudiée par les réactions nucléaires $^{32}\text{S} + ^{54}\text{Fe}$ et $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ et analysés dans la référence [2], nous avons choisi les isotopes suivants ^{79}Sr , ^{82}Y , ^{83}Y (7,1 min.) pour lesquels des résultats partiels ont été publiés dans la référence [3].

3.2.3 ^{83}Y (7,1 min.). — Nous avons considéré l'isomère de haut spin qui alimente à 68 % un niveau situé 35,5 keV au-dessus du fondamental du ^{83}Sr [19] (l'alimentation des niveaux supérieurs sur ce 35,5 keV est négligeable [19]). La figure 19 montre le spectre d'énergie β^+ en coïncidence avec la raie gamma de 35,5 keV. Le lissage est obtenu à partir du spectre β^+ du ^{49}Cr ($E_\gamma = 62,3$ keV). La valeur de Q_β est de $3,20 \pm 0,03$ MeV, le $Q_{EC} = 4,26 \pm 0,03$ MeV et le défaut de masse - 72,41 MeV.

Ce spectre d'énergie bêta a ensuite servi de référence pour analyser les autres spectres β^+ provenant de coïncidences ($E_{\beta^+} - E_\gamma$).

3.2.4 ^{82}Y (9,5 s). — L'yttrium 82 est l'un des isotopes qui ont été identifiés [1, 2, 3] et étudiés à Orsay. Le schéma de désintégration qui a été proposé [2] est le suivant (Fig. 20) :

Le Q_β mesuré sur le spectre en coïncidence avec la masse 82 est de $6,67 \pm 0,17$ MeV. La figure 21 montre ce spectre lissé par le spectre du ^{51}Mn étiré avec un coefficient de $3,04 \pm 0,08$ en tenant compte des 20 % d'alimentation du niveau à 574 keV. Le Q_{EC} ainsi obtenu ($7,70 \pm 0,17$ MeV) est en parfait

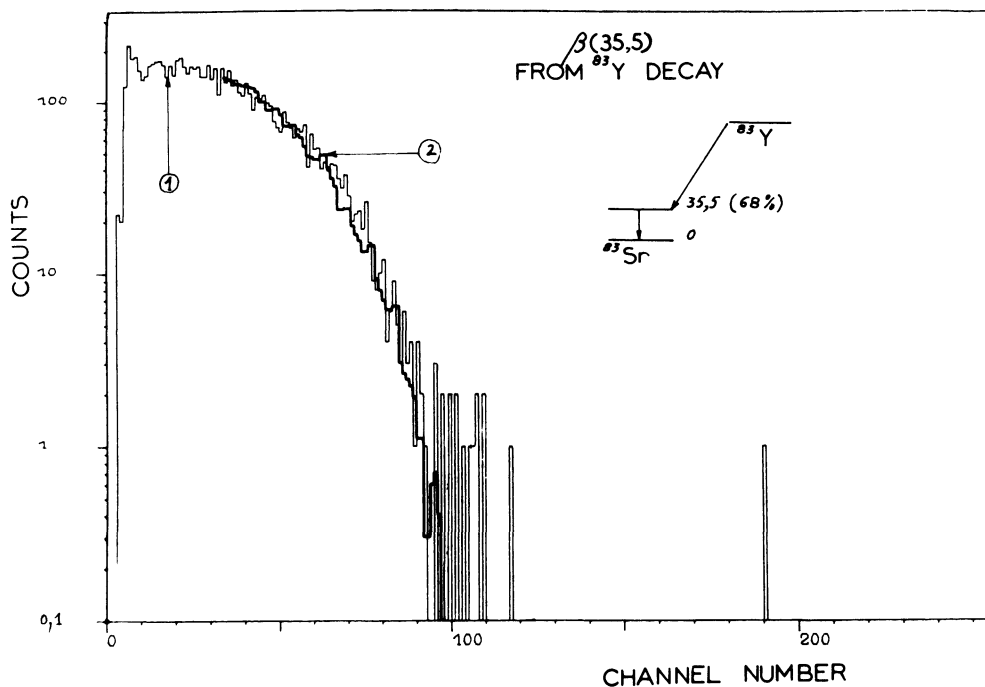


Fig. 19. — Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie de 35,5 keV du ^{83}Sr (7,1 mn) (courbe 1). Le lissage a été effectué avec un coefficient d'étirement de $2,30 \pm 0,02$ à partir du spectre du ^{49}Cr (62,3 keV) (courbe 2). La droite d'étalonnage étant $Q_\beta = 1,39 \alpha$.

β^+ spectrum obtained from the coincidence with the gamma ray of 35.5 keV of ^{83}Sr (7.1 min) (curve 1). The curve 2 is the fit obtained by the stretch fitting technique. The stretch factor is 2.30 ± 0.02 with the standard shape ^{49}Cr (62.3 keV).]

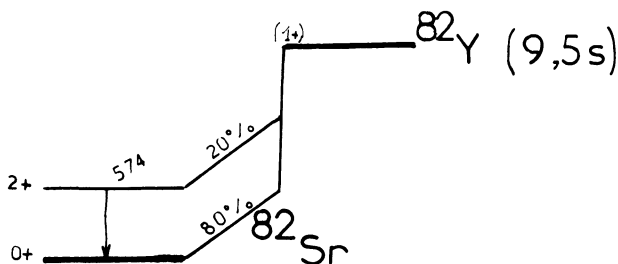


Fig. 20. — Schéma de désintégration de l' ^{82}Y .

[Decay scheme of ^{82}Y .]

accord avec les $7,75 \pm 0,09$ MeV annoncés par Haustein *et al.* [12] et donne un défaut de masse de $-68,30$ MeV.

3.2.5 ^{79}Sr . — Cet élément appartient aussi aux nouveaux isotopes qui ont été identifiés et étudiés dans la zone $N \simeq Z \simeq 40$ à Orsay [1, 2, 3].

Le schéma de désintégration suivant a été proposé dans la référence [2] (Fig. 22).

Les alimentations directes des niveaux à 144,7 et 39,5 keV sont les plus importantes.

Les spectres β en coïncidence avec les raies gamma de 39,5 keV et 105,2 keV ont été mesurés ainsi que le spectre β en coïncidence avec la masse 79.

Les résultats obtenus sont :

— pour la raie gamma de 39,5 keV

$$Q_\beta = 3,68 \pm 0,12 \text{ MeV}.$$

Cette valeur correspond à un Q_β moyen pondéré

par les alimentations des niveaux supérieurs comme par exemple le niveau à 144,7 keV ;

— pour la raie à 105,2 keV $Q_\beta = 3,81 \pm 0,12$ MeV.

Ce lissage qui est pur est représenté sur la figure 23 ;

— pour le pic de temps de vol correspondant à la masse 79, nous obtenons :

$$Q_\beta = 3,95 \pm 0,11 \text{ MeV}.$$

Ces trois mesures confirment que les deux raies gamma de 39,5 keV et 105,2 keV sont proches l'une de l'autre, et de plus, la coïncidence avec la masse 79 indique que leur alimentation est majoritaire.

L'analyse du spectre β^+ en coïncidence avec la raie de 105,2 keV donne une valeur de $4,98 \pm 0,12$ MeV pour le Q_{EC} du ^{79}Sr confirmée par les résultats de P. Haustein *et al.* [12] qui trouvent $5,07 \pm 0,07$ MeV par une analyse semblable. Le défaut de masse dans ce cas est de $-65,94$ MeV. Il a été obtenu à partir de la masse du ^{79}Rb mesurée par spectrométrie de masse par M. Ephrussi *et al.* [20].

4. Conclusion. — L'analyse des spectres β^+ que nous avons appliquée et développée permet une mesure précise de Q_β sur des spectres de faible activité. Cette méthode ne fait intervenir que des données expérimentales et des hypothèses simples. Nous l'utilisons désormais également pour l'analyse de spectres obtenus à l'aide d'un détecteur germanium intrinsèque de 10 mm d'épaisseur et un programme de calcul a été mis au point pour automatiser le traitement [21]. Nous avons pu ainsi accéder aux défauts de masse d'une dizaine d'isotopes dans la zone $N \sim Z \sim 40$, certains d'entre eux étant produits

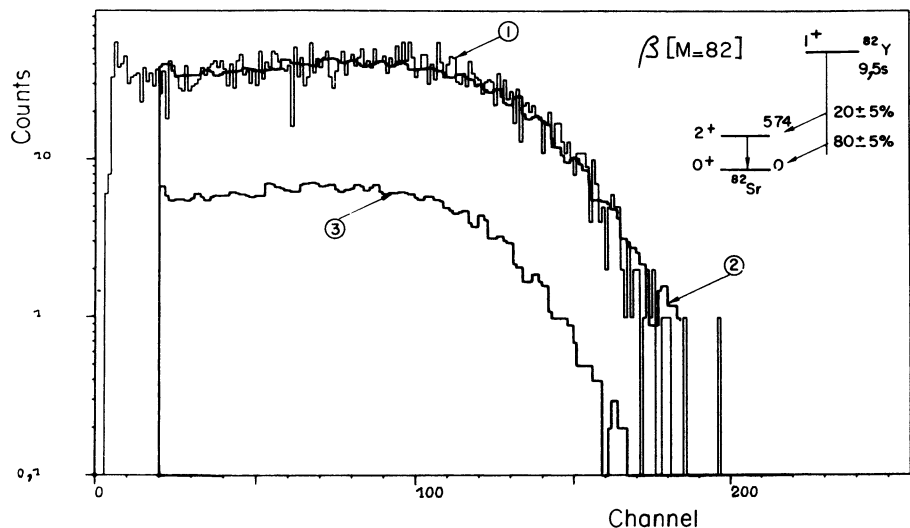


Fig. 21. — Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la masse 82 et correspondant à 1^{82}Y (courbe 1). Lissage de ce spectre par le spectre du ^{51}Mn étiré avec un coefficient de $3,04 \pm 0,05$ (courbe 2). La courbe 3 représente la contribution due aux 20 % d'alimentation du niveau à 574 keV de ^{82}Sr .

[β^+ spectra in coincidence with mass 82 (curve 1). The curve 2 is the fit obtained by stretching the calibration spectrum ^{51}Mn . The curve 3 is the contribution of the β^+ branching to the 2^+ level in ^{82}Sr .]

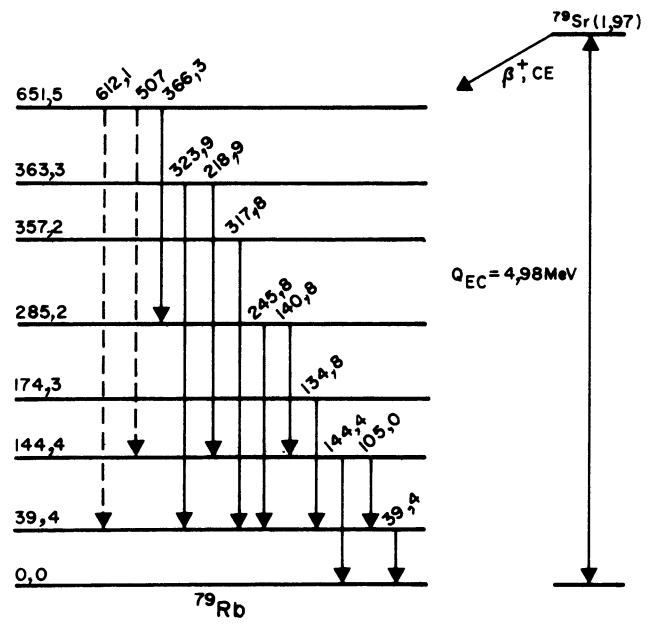


Fig. 22. — Schéma de désintégration du ^{79}Sr .

[Decay scheme of ^{79}Sr .]

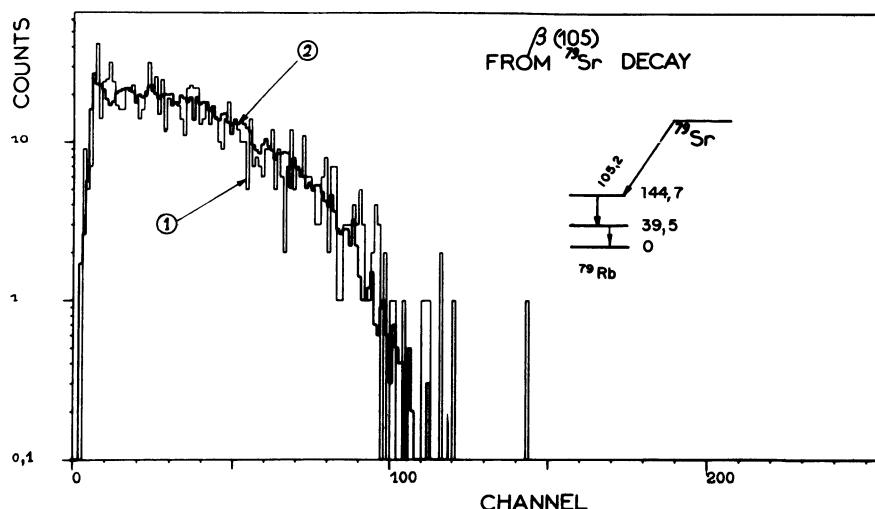


Fig. 23. — Spectre d'énergie bêta en coïncidence avec la raie de 105,2 keV du ^{79}Rb (courbe 1). Courbe (2) : lissage obtenu à partir du spectre β en coïncidence avec le 35,5 keV de ^{83}Sr , le coefficient d'étirement est de $1,19 \pm 0,03$ (la droite d'étalonnage $Q_\beta = 3,20 \alpha$).

[β^+ spectrum obtained from the coincidence with the gamma ray of 105.2 keV of ^{79}Rb (curve 1). The fit (curve 2) is obtained by stretching the calibration spectrum ^{83}Y (35.5 keV).]

avec de faibles sections efficaces. Cette donnée supplémentaire est importante pour mieux comprendre les forces régissant la stabilité nucléaire, et permet avec les schémas de niveaux obtenus pour certains isotopes, de réaliser une étude complète dans cette zone.

Remerciements. — Nous tenons à remercier Monsieur M. Givort pour la réalisation de certains programmes utilisés dans nos calculs ainsi que Mmes E. Davanture et S. Bouby pour leur efficace participation à la présentation définitive de ce travail.

Bibliographie

- [1] DELLA-NEGRA, S., DEPRUN, C., GAUVIN, H., HUSSON, J. P., LE BEYEC, Y., IPNO-RC-79-04.
- [2] DELLA-NEGRA, S., DEPRUN, C., GAUVIN, H., HUSSON, J. P., JACQUET, D., LE BEYEC, Y., *Proceedings of the 4th International Conference on Nuclei far from stability* (1981); DELLA-NEGRA, S., Thèse, Orsay (1981).
- [3] DELLA-NEGRA, S., DEPRUN, C., GAUVIN, H., HUSSON, J. P., LE BEYEC, Y., *Z. Phys. A* **295** (1980) 103-104.
- [4] DELLA NEGRA, S., DEPRUN, C., GAUVIN, H., HUSSON, J. P., JUNGCLAS, H., LE BEYEC, Y., IPNO-RC-78-01.
- [5] DELLA NEGRA, S., DEPRUN, C., GAUVIN, H., HUSSON, J. P., JUNGCLAS, H., LE BEYEC, Y., *Nucl. Instrum. and Methods* **156** (1978) 355-363.
- [6] *Alpha, bêta and gamma ray spectroscopy*, édité par K. Siegbahn (1955).
- [7] BERGER, M. J. and SELTZER, S. M., *Studies in penetration of charged particles in matter*. Publication 1133, National Academy of Sciences National Research, Washington D.C. (1964).
- [8] BECK, E., *Nucl. Instrum. and Methods* **76** (1969) 77-84.
- [9] CRAMER JR., J. G., FARMER, B. J. and CLASS, C. M., *Nucl. Instrum. and Methods* **16** (1962) 289-300.
- [10] GOOSMAN, D. R. and ALBURGER, D. E., *Phys. Rev. C* **7** (1973) 2409-2477.
- [11] DAVIDS, C. N., GOOSMAN, D. R., ALBURGER, D. E., GALLMANN, A., GUILLAUME, G., WILKINSON, D. H., LANFORD, W. A., *Phys. Rev. C* **9** (1974) 216.
- [12] NORMAN, E. B., DAVIDS, C. N., MURPHY, J. and PARDO, R. C., *Phys. Rev. C* **17** (1978) 2176-2184.
- [13] HAUSTEIN, P. E., LISTER, C. J., ALBURGER, D. E. and OLNES, J. W., *Proc. AMCO VI*, E. Lansing, Michigan, Sept. 18-21 (1979); HAUSTEIN, P. E., communication personnelle.
- [14] FIRESTONE, R. B., PARDO, R. C. and MCHARRIS, Wm. C., *Phys. Lett.* **89B** (1979) 36.
- [15] LEDERER, C. M., SHIRLEY, V. S., BROWNE, E., DAIRIKI, J. M., DUEBLER, R. E., SHIHAB-ELDIN, A. A., JARDINE, L. S., TULL, J. K., BUYRN, A. B., *Table of Isotopes*, Seventh edition (Wiley Interscience ed., New York) 1978.
- [16] LIPTAK, Ya. and HABERNICHT, W., *Izv. Akad. Nauk. SSSR Serfiz* **39** (1975) 501.
- [17] BRODA, R., HRYNKIEWICZ, A. Z., STYCZEN, J. and WALUS, W., *Nucl. Phys. A* **216** (1973) 493.
- [18] KENNA, C. M., KEMPER, K. W. and NELSON, J. W., *Phys. Rev. C* **8** (1973) 711.
- [19] GEESAMAN, B. F., MALMIN, R., MCGRATH, R. L., NOE, J. W. and CERNY, J., *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 326.
- [20] SIMSON, M. L., KITCHING, J. E. and MARK, S. K., *Can. J. Phys.* **51** (1973) 1098.
- [21] EPHERRE, M., AUDI, G., THIBAUT, C., KLAPISCH, R., HUBER, G., TOUCHARD, F. and WOLLNIK, H., *Phys. Rev. C* **19** (1979) 1504.
- [22] JACQUET, D., Thèse 3^e cycle, en préparation.